تأثیر قطبش لیزر بر به‌دام‌اندازی واکنش تابش الکترون‌ها در برهم‌کنش لیزر فوق‌پرتوان با پلاسمای کم‌چگال

مسعود پیشدست^{*}، جمال‌الدین یزدان‌پناه، سید ابوالفضل قاسمی

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۴۳۹۹-۵۱۱۱۳، تهران-ایران

*Email: pishdast@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۲/۱۶ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۴/۲۴

چکیده

در برهم‌کنش لیزرهای فوق‌پرتوان با پلاسما، پدیده‌های الکتروپوینامیک کوانتومی از قبیل تابش فوتون‌های پر انرژی توسط الکترون‌ها، به‌دام‌اندازی واکنش تابش و یا خلق پاد ذرات می‌تواند سازوکار برهم‌کنش را تحت تأثیر قرار دهد. در این مقاله سازوکار برهم‌کنش لیزر با قطبش‌های خطی و دایروی با شدت بزرگ‌تر از 10^{23} W/cm² با پلاسمای کم‌چگال در حضور نیروی واکنش تابش با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که پدیده به‌دام‌اندازی واکنش تابش برای لیزر با قطبش دایروی قوی‌تر از قطبش خطی است. در برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی، چگالی الکترون‌های به‌دام افتاده بزرگ‌تر از قطبش خطی است. همچنین چگالی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی است. برای هر دو قطبش لیزر، در زمان‌های بعدتر برهم‌کنش، لحاظ نمودن گسیل فوتون و نیروی واکنش تابش، منجر به کاهش قابل‌توجه انرژی قطع الکترون‌ها می‌شود. انرژی قطع فوتون‌های گسیل شده برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی است.

کلیدواژه‌ها: قطبش لیزر، برهم‌کنش لیزر-پلاسما، واکنش تابش

The effect of laser polarization on radiation reaction trapping of the electrons in ultra high power laser interaction with rarified plasma

M. Pishdast*, J. Yazdanpanah, S.A. Ghasemi

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O. Box: 14399-51113, Tehran, Iran

Research Article

Received 5.5.2020, Accepted 14.7.2020

Abstract

In ultra-high power laser interaction with plasma, quantum electrodynamics phenomena such as high energy photon emission by electrons, radiation reaction trapping, and anti-particle creation can affect the interaction mechanism. In the present work, the interaction mechanism of the circular and linear laser with an intensity higher than 10^{23} W/cm² with rarified plasma in the presence of the radiation reaction force has been investigated using particle in cell simulation. The results indicate that radiation reaction trapping for circular polarization is more effective than the linear one. Also, photons emitted by electrons have a higher density for circular polarization. For both polarizations, at later times of the interaction, considering photon emission and radiation reaction effects lead to the significant decrement of the cut-off energy of electrons. The cut-off energy of the emitted photons for circular polarization is higher than that of linear polarization.

Keywords: Laser polarization, Laser-plasma interaction, Radiation reaction

۱. مقدمه

با افزایش چشم‌گیر شدت لیزر در سال‌های اخیر، مطالعه پدیده‌های فیزیک انرژی‌های بالا بسیار موردتوجه پژوهش‌گران در حوزه برهم‌کنش لیزر و پلاسما قرار گرفته است. پروژه‌های متعددی در سرتاسر جهان به‌منظور دستیابی به لیزرهای فوق‌پرتوان از مرتبه چند ده پتاوات در حال انجام و بهره‌برداری هستند [۱] و دستیابی به شدتی از مرتبه 10^{22} W/cm^2 گزارش شده است [۲]. اخیراً سامانه لیزری اروپا [۳] و سامانه لیزری فوق‌پرشدت چین [۴] به توان‌های بیش از ۱۰ پتاوات دست یافته‌اند. در میدان‌های قوی چنین لیزرهایی، پلاسمای کاملاً یونیده شکل می‌گیرد. ذرات پلاسما در این میدان‌ها به شدت نوسان می‌کنند و پلاسمای ابرنسبیتی به وجود می‌آید و برهم‌کنش لیزر با پلاسما وارد حوزه الکتروپدینامیک کوانتومی (QED) می‌شود [۵-۷]. پدیده‌های نوظهور متعددی از قبیل گسیل فوتون‌های پراثری، واکنش تابش^۱ (RR) و هم‌چنین خلق پادذرات می‌تواند در این محدوده از برهم‌کنش‌ها رخ داده [۵-۷] و سرآغاز حوزه‌های پژوهشی نوینی در شاخه‌های مختلف فیزیک از جمله کیهان‌شناسی، فیزیک انرژی‌های بالا، فیزیک هسته‌ای و ذرات و هم‌چنین فیزیک کاربردی باشد [۸].

زمانی که ذره باردار در میدان الکترومغناطیسی خارجی شتاب می‌گیرد تابش الکترومغناطیسی گسیل می‌کند [۹]. در صورتی که حرکت ذره غیرنسبیتی باشد، این تابش‌ها چندان پراثری نخواهند بود و حرکت ذره را تحت تأثیر قرار نمی‌دهد. ولی در برهم‌کنش لیزرهای فوق‌پرتوان با ماده، پلاسمای ابرنسبیتی شکل می‌گیرد و ذرات می‌توانند فوتون‌های پراثری گسیل کنند و در این صورت پدیده واکنش تابش حایز اهمیت خواهد بود و می‌تواند سازوکار برهم‌کنش را تغییر دهد [۱۰-۱۴].

زمانی که پالس لیزر پر شدت با پلاسما برهم‌کنش می‌کند، نیروی پاندرموتیو^۲ ناشی از لیزر ذرات را به سمت جلو و هم‌چنین کناره‌ها سوق می‌دهد و بسته به مقدار چگالی پلاسما و یا شدت لیزر، می‌تواند کانال و یا حباب در پلاسما ایجاد کند [۱۱-۱۴]. در برهم‌کنش فوق‌نسبیتی لیزر با پلاسما، نیروی واکنش تابش اعمال شده بر ذرات ناشی از فوتون‌های گسیل شده با نیروی لورنتس^۳ (نیروی پاندرماتیو) برابری کرده و باعث جلوگیری از پرتاب الکترون‌ها به بیرون از ناحیه پالس لیزر

می‌شود. این فرایند در نهایت منجر به سازوکاری برای به‌دام‌اندازی و شتاب الکترون می‌شود که به‌دام‌اندازی واکنش تابش نامیده^۴ (RRT) می‌شود [۱۴، ۱۵].

پدیده RR می‌تواند منجر به اثرات کوانتومی یا کلاسیکی گردد [۱۳-۱۹]. مهم‌ترین اثر کوانتومی، پدیده تولید زوج به‌وسیله فروپاشی فوتون‌های پراثری گسیل شده از الکترون‌ها است که به‌ویژه در نواحی چگالی بالا بروز می‌کند. در بسیاری از موارد، فرمول‌بندی کلاسیک لاندائو-لیفشیتز^۵ برای حرکت یک الکترون آزاد در میدان قوی الکترومغناطیس پاسخگو است [۱۴، ۲۰].

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_L + \vec{F}_{rr} \quad (1)$$

که در آن P تکانه الکترون و F_L نیروی لورنتس است:

$$\vec{F}_L = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \frac{\vec{B}}{c}) \quad (2)$$

در این رابطه F_{rr} نیروی واکنش تابش است و در حالت نسبیتی قوی برابر است با:

$$\vec{F}_{rr} \approx -(\frac{re^4}{m_e^2 c^4}) \gamma^2 \vec{v} \left[(\vec{E} + \vec{v} \times \frac{\vec{B}}{c})^2 - \frac{(\vec{E} \cdot \vec{v})^2}{c^2} \right] \quad (3)$$

که در آن c سرعت نور، e و m_e بار و جرم الکترون، E و B میدان‌های الکترومغناطیسی و γ ضریب نسبیتی هستند. مسیر حرکت الکترون می‌تواند با حل عددی این معادلات با استفاده از میدان لیزر مشخص به دست آید.

در حالتی که انرژی فوتون گسیلی با انرژی جنبشی الکترون قابل‌مقایسه باشد، $\hbar\omega \approx \gamma_e m_e c^2$ ، اثرات QED باید در محاسبات لحاظ گردند [۱۸]. اخیراً در برخی از کدهای ذره در سلول، اثر واکنش تابش در رژیم کلاسیکی با استفاده از رابطه (۱) و در رژیم QED با استفاده از روش مونت‌کارلو جهت مطالعه در حوزه برهم‌کنش لیزر و پلاسما لحاظ گردیده است [۲۱]. به‌عنوان مثال در کد QED-EPOCH فرایندهای گسیل

1. Radiation Reaction
2. Ponderomotive
3. Lorentz

4. Radiation Reaction Trapping

5. Landau and Lifshitz

گرفته است. n_c چگالی بحرانی پلاسما است. در ناحیه شبیه سازی، پنجره به $600 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ و $50 \mu\text{m} \leq y \leq 50 \mu\text{m}$ قرار داده شده و ۴ شبه‌ذره الکترون و یون در هر سلول لحاظ گردیده است. از پالس های لیزر با نمایه زمانی و مکانی گوسی شکل با دو قطبش خطی (LP) و دایروی (CP) [۲۸] با شدت یکسان $I = 4 \times 10^{23} \left(\frac{W}{cm^2} \right)$ ، طول موج $0.8 \mu\text{m}$ و پهنای زمانی، FWHM برابر با ۴۰ فمتوثانیه استفاده شده است که از سمت چپ وارد ناحیه شبیه‌سازی می‌شود. با لحاظ کردن شدت یکسان لیزر برای هر دو قطبش، دامنه بی‌بعد پالس α_L برای لیزر LP به مقدار $\sqrt{2}$ برابر بزرگ‌تر از لیزر CP است [۲۹].

$$\alpha_L = 0.85 \sqrt{(I \lambda^2)_{\lambda} / \alpha} \quad (4)$$

$(I \lambda^2)_{\lambda}$ تابندگی در واحد 10^{18} W/cm^2 است و ضریب α در رابطه فوق برای حالت LP و CP به ترتیب برابر ۱ و ۲ است. الکترون‌ها و یون‌های اولیه سرد لحاظ شدند و انرژی کمینه فوتون‌های گسیلی برابر ۵۰ keV در نظر گرفته شد.

۳. بحث و نتایج

شکل ۱ چگالی الکترونی پلاسما را در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی (CP) با پلاسما نشان می‌دهد. ستون سمت چپ، شکل ۱ (الف تا ه)، چگالی الکترونی در عدم حضور پدیده RR (RR-OFF) و ستون سمت راست، شکل ۱ (و تا ی)، در حضور RR (RR-ON) را نشان می‌دهند. وقتی پالس لیزر با پلاسما برخورد می‌کند، در ابتدا نیروی پاندرموتیو ناشی از لیزر، الکترون‌ها را از ناحیه پر شدت لیزر دور کرده و آن‌ها را رو به جلو و کناره‌ها سوق می‌دهد؛ با نفوذ پالس لیزر درون پلاسما کانالی تهی از الکترون ایجاد می‌شود و با تزریق الکترون‌ها از کناره‌ها به ناحیه پشت لیزر، چنان‌که شکل ۱ الف نشان می‌دهد، حبایی در پلاسما شکل می‌گیرد. با گذر زمان، کانال در پلاسما به جلو رانده می‌شود و الکترون‌ها در آن تزریق شده و و با سازوکار میدان دنباله شتاب می‌گیرند [۱۱]. سپس این الکترون‌ها به واسطه حضور در میدان نوسان‌کننده لیزر یا میدان‌های دوقطبی ایجاد شده در دنباله، حرکات نوسانی انجام داده و تابش می‌کنند. این تابش منجر به اصلاح حرکت الکترون‌ها با سازوکار RR می‌شود [۱۱].

سینکروترون فوتون و خلق جفت الکترون-پوزیترون با استفاده از مدل مونت‌کارلو لحاظ شده است [۲۲-۲۳].

تأثیر قطبش لیزر بر سازوکار برهم‌کنش لیزرهای پرتوان با پلاسما و پدیده RR در رژیم‌های مختلف برهم‌کنش لیزر و پلاسما، پلاسمای چگال و نزدیک بحرانی بررسی شده است [۲۴-۲۶]. در سال ۲۰۱۲ تامبورینی و همکاران تأثیر قطبش لیزر و نیروی ناشی از واکنش تابش را در برهم‌کنش لیزر فوق پرشدت، $I > 10^{23} \text{ W/cm}^2$ ، با هدف فویل نازک چگال با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول بررسی کردند [۲۴]. آن‌ها نشان دادند که در برهم‌کنش لیزر با قطبش خطی، نیروی واکنش تابش حرکت الکترون‌ها را به شدت تحت تأثیر قرار می‌دهد ولی تأثیر قابل‌توجهی برای لیزر با قطبش دایروی ندارد.

در مرجع [۲۵] نشان داده شده است که قطبش لیزر تأثیر قابل‌توجهی بر رفتار الکترون‌ها و تابش آن‌ها در پلاسمای با چگالی نزدیک بحرانی دارد. برای لیزر با قطبش دایروی، الکترون‌های بیش‌تری به دلیل نیروی RR در مرکز لیزر در مقایسه با لیزر با قطبش خطی به‌دام می‌افتند. این پژوهشگران هم‌چنین با بررسی واگرایی تابش‌ها، مشاهده نمودند که گسیل فوتون‌های گاما در لیزر با قطبش خطی دارای ساختار دو-قله‌ای^۱ است ولی برای قطبش دایروی لیزر فوتون‌ها عمدتاً در راستای رو به جلو هستند.

هدف از پژوهش حاضر بررسی تأثیر قطبش لیزر بر سازوکار برهم‌کنش، نیروی واکنش تابش و به‌دام‌اندازی الکترون‌ها به دلیل RR در برهم‌کنش لیزر فوق پرتوان با پلاسمای کم‌چگال است. با توجه به این‌که بررسی اثر قطبش لیزر بر دینامیک الکترون‌ها در میدان‌های لیزر فوق پرتوان به صورت تحلیلی مشکل است [۲۵]، برای این منظور از شبیه‌سازی ذره در جعبه دوبعدی با قابلیت لحاظ نمودن پدیده واکنش تابش استفاده شده است. با توجه به رژیم لحاظ شده در برهم‌کنش لیزر و پلاسما، در شبیه‌سازی‌ها از پدیده تولید زوج الکترون و پوزیترون صرف‌نظر شده است [۸، ۱۱، ۱۲، ۲۶].

۲. مشخصه‌های شبیه‌سازی

در این پژوهش از کد ذره در سلول QED-EPOCH [۲۷] با در نظر گرفتن پدیده تابش پر انرژی الکترون‌ها و نیروی واکنش تابش، در دو بعد استفاده شده است. ابعاد ناحیه شبیه‌سازی برابر $600 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ (با پنجره متحرک $130 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) است و پلاسما با چگالی اولیه $n_e/n_c = 0.8$ در ناحیه

تصویر میدان عرضی لیزر و میدان‌های الکترواستاتیکی (محور سمت چپ) به‌همراه چگالی الکترونی (محور سمت راست و حالت‌های RR-ON و RR-OFF) در راستای محور x به ازای $y=0$ ، در زمان‌های 0.2 ، 0.3 ، 0.5 و 1.2 پیکوثانیه پس از برهم‌کنش برای قطبش دایروی لیزر به‌ترتیب در شکل‌های ۲ (الف تا د) نشان داده شده است. در زمان‌های اولیه برهم‌کنش، دسته‌ای از الکترون‌های به‌دام افتاده به‌دلیل پدیده RRT، با پهنای باریک درون پالس لیزر تشکیل می‌شود که در شکل با پیکان مشخص شده است (شکل ۲ الف و ب)، پهنای و مقدار چگالی این الکترون‌ها با گذر زمان افزایش می‌یابد (شکل ۲ ج) و در زمان‌های طولانی‌تر برهم‌کنش اثری از این الکترون‌ها مشاهده نمی‌گردد (شکل ۲ د). در نمودار فیروزه‌ای رنگ شکل ۲ الف، حالت RR-OFF، علی‌رغم صرف‌نظر کردن از پدیده به‌دام‌اندازی واکنش تابش، قله چگالی کوچکی از الکترون‌ها در پشت سر قله الکترون‌های به‌دام‌افتاده در حالت RR-ON (نمودار آبی رنگ) مشاهده می‌شود. تعداد کمی از الکترون‌ها نیز به‌دلیل اثر تنگش^۱ کوچک حاصل از میدان مغناطیسی در حالت RR-OFF در کانون لیزر به‌دام می‌افتند [۲۵].

شکل ۲. میدان عرضی لیزر، میدان الکترواستاتیکی به‌همراه چگالی الکترونی در نگاشت یک‌بعدی روی محور انتشار لیزر ($y=0$)، در زمان‌های (الف) 0.2 ، (ب) 0.3 ، (ج) 0.5 و (د) 1.2 پیکوثانیه پس از برهم‌کنش برای قطبش دایروی.

همان‌طور که در مقدمه نیز بیان شد، یکی از اثرات پدیده RR به‌دام‌اندازی RRT است. این اثر در شکل ۱ قابل‌مشاهده است. الکترون‌های به‌دام افتاده در ابتدا به‌صورت یک نوار باریک (مطابق شکل‌های ۱ و ۱ ز)، و سپس به‌صورت دسته‌ای از الکترون‌ها در پشت مرز حباب و پلاسما (مطابق شکل ۱ ح) قابل‌مشاهده هستند. هم‌چنین به نظر می‌رسد لحاظ نمودن اثرات RR منجر به افزایش میزان تزریق الکترون‌ها از کناره‌های حباب (کانال) به نواحی میانی آن می‌شود و مقایسه نمایه‌های چگالی الکترونی در شکل ۱ (ب ه) و (ز ی) نشان می‌دهد که دسته الکترونی شکل گرفته در پشت پالس در حالت QED-ON پهن‌شدگی و کشیدگی بیش‌تری نسبت به حالت QED-OFF دارد.

شکل ۳. نمایه چگالی الکترونی برای قطبش لیزر با قطبش دایروی در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش در حالت RR-OFF (ستون سمت چپ) و RR-ON (ستون سمت راست).

1. Pinching

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 98, No 1, 2022, P 72-79

مجله علوم و فنون هسته‌ای

جلد ۹۸، شماره ۴، زمستان ۱۴۰۰، ص ۷۲-۷۹

چگالی الکترونی پلاسما در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش لیزر با قطبش خطی، LP، با پلاسما نیز در شکل ۴ نشان داده شده است. ستون سمت چپ، شکل‌های ۴ (الف تا د)، در عدم حضور پدیده RR و ستون سمت راست، شکل‌های ۴ (ه تا ج)، در حضور RR است. مقایسه تصاویر ستون‌های سمت چپ شکل ۱ و ۴ نشان می‌دهد که تغییر قطبش لیزر از دایروی به خطی باعث تغییر ساختار حباب (کانال) شکل گرفته در پلاسما، به‌ویژه در زمان‌های بعدتر برهم‌کنش می‌شود که دلیل آن می‌تواند حضور ریز نوسانات تکانه در لیزر با قطبش خطی باشد [۲۵].

پدیده RRT در برهم‌کنش لیزر قطبیده خطی با پلاسما نیز بر سازوکار شتاب‌دهی ذرات تأثیرگذار است. در زمان‌های اولیه برهم‌کنش، ستون الکترونی حاصل از الکترون‌های بهدام‌افتاده در حباب به دلیل پدیده RR، برای لیزر با قطبش دایروی فشرده‌تر از قطبش خطی است، شکل ۱ (و) و ۴ (ه). هم‌چنین گذر زمان نشان می‌دهد که در برهم‌کنش لیزر با قطبش خطی، چگالی الکترون‌های بهدام افتاده کوچک‌تر از لیزر با قطبش دایروی بوده و نشان‌دهنده پدیده RRT قوی‌تر در برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی نسبت به قطبش خطی است. به این دلیل که الکترون‌ها در لیزر خطی با شدت بیش‌تری نسبت به قطبش دایروی درون پالس لیزر نوسان می‌کنند، احتمال بهدام افتادن آن‌ها با سازوکار RR کاهش می‌یابد [۲۵].

چگالی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها در شکل ۵ برای دو قطبش لیزر دایروی (ستون سمت چپ شکل ۵ الف تا د)، و خطی (ستون سمت راست، شکل ۵ ه تا ج) در زمان‌های مختلف برهم‌کنش نشان داده شده است. در شبیه‌سازی‌های انجام شده از انتشار فوتون‌ها پس از تولید صرف‌نظر شده است. بخش قابل‌توجهی از تابش‌های مشاهده شده در شکل‌های ۵ (ج، د، ز و ح) می‌تواند مربوط به الکترون‌های بهدام افتاده در پشت پالس لیزر، به‌عنوان نمونه الکترون‌های در فاصله طولی حدود ۳۳۰ و ۵۱۰ میکرومتری در شکل‌های ۱ ط و ی، باشد. این الکترون‌ها به دلیل حرکت بتاترونی در میدان‌های دوقطبی در پشت پالس لیزر، تابش می‌کنند [۱۱] و اصطلاحاً ناشی از این تابش‌ها می‌تواند دلیل پهن‌شدگی و کشیدگی این دسته الکترونی در حالت RR-ON باشد (شکل ۱ ح-ی).

روشن است که به‌ویژه در زمان‌های بعدی، چگالی فوتون‌ها برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی است که دلیل آن می‌تواند چگالی الکترونی بزرگ‌تر ناشی از پدیده RRT قوی‌تر برای لیزر با قطبش دایروی باشد.

چگالی یونی پلاسما در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی با پلاسما نیز در شکل ۳ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در هر دو حالت RR-OFF و RR-ON، یون‌ها عمدتاً به کناره‌ها و رو به جلو سوق داده شده و شبه‌کانالی از یون‌ها شکل می‌گیرد (شکل ۳ الف، ب، و، ز). در نواحی نزدیک به پالس، بر خلاف نواحی دور از پالس، یون‌ها به‌صورت عمده در ناحیه برهم‌کنش باقی مانده‌اند (جهت بررسی با نمایه چگالی الکترونی شکل ۱ مقایسه شود). با این حال در نواحی دور پشت پالس به دلیل اثر میدان بار فضا و کندی بازگشت الکترون‌های نسبیتی (به دلیل سنگینی) یون‌ها فرصت جابه‌جایی پیدا کرده و کانال تشکیل داده‌اند. هم‌چنین مقایسه شکل ۳ (ج-ه و ح-ی) نشان می‌دهد که لحاظ نمودن اثرات تابش الکترون‌ها و RR منجر به افزایش نسبی چگالی یون‌ها در نواحی میانی کانال می‌گردد.

شکل ۳. نمایه چگالی یونی برای قطبش لیزر با قطبش دایروی در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش در حالت RR-OFF (ستون سمت چپ) و RR-ON (ستون سمت راست).

طیف انرژی الکترونی در زمان‌های مختلف به ازای قطبش‌های دایروی (ستون سمت چپ) و خطی (ستون سمت راست) در شکل ۶ نشان داده شده است. در زمان‌های اولیه برهم‌کنش، شکل ۶ (الف و ج)، برای هر دو قطبش لیزر، لحاظ نمودن اثر تابش الکترونی منجر به افزایش انرژی قطع الکترونی می‌شود که دلیل آن پدیده RRT است. با گذشت زمان مشاهده می‌شود که فرایند شکل معکوس پیدا کرده و پدیده RR به‌طور قابل‌توجهی انرژی الکترون‌ها را کاهش می‌دهد. به‌عنوان مثال در زمان $1/8$ پیکوثانیه پس از برهم‌کنش، انرژی الکترون‌ها برای هر دو قطبش در حدود ۲ گیگا الکترون ولت کاهش می‌یابد. در زمان‌های اولیه، در حالت RR-OFF، عمدتاً الکترون‌هایی که در جبهه و انتهای حباب قرار دارند، الکترون‌های خود تزیق شده در حباب، به‌وسیله لیزر و یا میدان پلاسما شتاب می‌گیرند.

با لحاظ کردن اثر RR، حالت RR-ON، به‌دلیل پدیده RRT، الکترون‌های بیش‌تری در حباب (کانال) به‌دام می‌افتند و میدان الکتروستاتیک قوی‌تری در ناحیه الکترون‌های به‌دام افتاده ایجاد می‌گردد که باعث شتاب‌گیری قوی‌تر الکترون‌ها می‌شود. ولی با گذشت زمان انرژی لیزر به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای توسط الکترون‌های به‌دام افتاده ناشی از RRT جذب شده و قدرت میدان پلاسما بیش‌تر از حالت RR-OFF کاهش می‌یابد [۱۲]. هم‌چنین الکترون‌های پر انرژی تابش‌های قوی‌تری خواهند داشت و این عوامل باعث کاهش قابل‌ملاحظه انرژی قطع الکترون‌ها در زمان‌های بعدتر می‌گردد. علاوه بر این، مشاهده می‌شود که در برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی، الکترون‌ها شتاب بیش‌تری نسبت به قطبش خطی، به‌ویژه در زمان‌های بعدتر در شکل‌های ۶ (ب و د)، دارند. نشان داده شده است که در برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی با پلاسما نزدیک بحرانی، میدان جدایی بار قوی‌تری نسبت به قطبش خطی ایجاد می‌گردد و الکترون‌ها انرژی بیش‌تری از پالس لیزر دریافت می‌کنند [۲۵].

طیف انرژی فوتون‌های گسیل شده برای هر دو قطبش دایروی و خطی لیزر نیز در شکل ۷ نشان داده شده است. در زمان‌های اولیه برهم‌کنش، تفاوت قابل‌توجهی در انرژی فوتون‌ها ملاحظه نمی‌شود ولی در زمان‌های بزرگ‌تر پس از برهم‌کنش، به‌عنوان مثال در زمان $1/8$ پیکوثانیه، انرژی قطع فوتون‌ها برای قطبش دایروی حدود $1/5$ برابر قطبش خطی است که دلیل آن می‌تواند شتاب‌گیری قوی‌تر الکترون‌ها در برهم‌کنش با لیزر قطبیده دایروی باشد.

شکل ۴. نمایه چگالی الکترونی برای قطبش لیزر با قطبش خطی در زمان‌های مختلف پس از برهم‌کنش در حالت RR-OFF (ستون سمت چپ) و RR-ON (ستون سمت راست).

شکل ۵. نمایه چگالی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها، (الف-د) برای قطبش دایروی لیزر و (ه-ج) برای قطبش خطی.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش تأثیر قطبش لیزر بر سازوکار برهم‌کنش و دینامیک الکترون‌ها در حضور نیروی واکنش تابش در برهم‌کنش لیزر با شدت بزرگ‌تر از 10^{23} W/cm^2 با پلاسمای کم‌چگال با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول دو بعدی بررسی گردید. نتایج نشان می‌دهند که برای هر دو قطبش لیزر با لحاظ نمودن پدیده واکنش تابش، الکترون‌هایی در پشت مرز حباب (کانال) و پلاسما بهدام افتاده و با گذر زمان به‌صورت دسته‌ای از الکترون‌ها در این ناحیه قابل‌مشاهده هستند. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهند پدیده بهدام‌اندازی واکنش تابش برای قطبش دایروی قوی‌تر از قطبش خطی است و از این‌رو چگالی الکترون‌های بهدام افتاده برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی خواهد بود. همچنین چگالی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی است. برای هر دو قطبش لیزر، در زمان‌های طولانی‌تر برهم‌کنش، لحاظ کردن پدیده واکنش تابش منجر به کاهش قابل‌توجه انرژی قطع الکترون‌ها می‌شود. در برهم‌کنش لیزر با قطبش دایروی، الکترون‌ها شتاب بیش‌تری نسبت به قطبش خطی دارند. در زمان‌های اولیه برهم‌کنش، تفاوت قابل‌توجهی در انرژی فوتون‌های گسیل شده برای دو قطبش لیزر ملاحظه نمی‌شود ولی در زمان‌های طولانی‌تر برهم‌کنش، انرژی قطع فوتون‌ها برای قطبش دایروی بزرگ‌تر از قطبش خطی است.

شکل ۶. طیف انرژی الکترونی در زمان‌های مختلف برای قطبش دایروی لیزر (الف و ب) و قطبش خطی لیزر (ج و د).

شکل ۷. طیف انرژی فوتون‌های گسیل شده توسط الکترون‌ها در زمان‌های مختلف برای دو قطبش (الف) دایروی و (ب) خطی لیزر.

مراجع

1. Exawatt Center for Extreme Light Studies, www.xcel.s.iapras.ru.
2. V. Yanovsky, et al. Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate, *Opt. Express*. **16**, 2109 (2008).
3. Extreme Light Infrastructure European Project, www.eli-laser.eu.
4. SULF, <http://siom.cas.cn>.
5. C.S. Brady, et al., Laser Absorption in Relativistically Underdense Plasmas by Synchrotron Radiation, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 245006 (2012).
6. Igor V. Sokolov, et al. Emission and its back-reaction accompanying electron motion in relativistically strong and QED-strong pulsed laser fields, *Phys. Rev. E*, **81**, 036412 (2010).
7. C.P. Ridgers, et al. Dense electron-positron plasmas and bursts of gamma-rays from laser-generated quantum electrodynamic plasmas, *Physics of Plasmas*. **20**, 056701 (2013).
8. Xing-Long Zhu, et al. Enhanced electron trapping and γ ray emission by ultra-intense laser irradiating a near-critical-density plasma filled gold cone, *New J. Phys.* **17**, 053039 (2015).
9. J.D. Jackson, *The Classical electrodynamics*, 3th ed (Wiley & Sons, New York, 1998).
10. J. Koga, T.Zh. Esirkepov, S.V. Bulanov, Nonlinear Thomson scattering in the strong radiation damping regime. *Physics of Plasmas*. **12**, 093106 (2005).
11. M. Pishdast, J. Yazdanpanah, High-energy photon emission and radiation reaction effects in the ultra-high intensity laser bubble regime, *Phys. Scr.* **94**, 065601 (16pp) (2019).
12. Y. Wu, et al. Effects of radiation reaction on laser proton acceleration in the bubble regime, *Physics of Plasmas*. **25**, 093101 (2018).
13. E. Wallin, et al. Ultra intense laser pulses in near-critical underdense plasmas-radiation reaction and energy partitioning, *J. Plasma Phys.* **83**, (2) 905830208 (2017).
14. L. L. Ji, et al. Radiation-Reaction Trapping of Electrons in Extreme Laser Fields, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 145003 (2014).
15. A. Gonoskov, et al. Anomalous Radiative Trapping in Laser Fields of Extreme Intensity, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 014801 (2014).
16. X.L. Zhu, et al., Enhanced electron trapping and γ ray emission by ultra-intense laser irradiating a near-critical-density plasma filled gold cone, *New J. Phys.* **17**, 053039 (2015).
17. H.X. Chang, et al., Brilliant petawatt gamma-ray pulse generation in quantum electrodynamic laser-plasma interaction. *Sci. Rep.* **7**, 45031 (2017).
18. Y.J. Gu, et al. Gamma photons and electron-positron pairs from ultra-intense laser-matter interaction: A comparative study of proposed configurations, *Matter Radiat. Extremes* **4**, 064403 (2019).
19. I.V. Sokolov, et al. Dynamics of emitting electrons in strong laser fields, *Physics of Plasmas*. **16**, 093115 (2009).
20. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields, A Course of Theoretical Physics*, (Pergamon Press, Oxford, 1971) Vol. 2 (1971).
21. H.Y. Wang, X.Q. Yan, M. Zepf, Signatures of quantum radiation reaction in laser-electron-beam collisions, *Physics of Plasmas*. **22**, 093103 (2015).
22. C.P. Ridgers, et al, Dense Electron-Positron Plasmas and Ultraintense γ rays from Laser-Irradiated Solids, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 165006 (2012).
23. C.P. Ridgers, et al., Modelling gamma-ray photon emission and pair production in high-intensity laser-matter interactions, *J. Comput. Phys.* **260**, 273–85 (2014).
24. M. Tamburini, et al. Radiation-pressure-dominant acceleration: Polarization and radiation reaction effects and energy increase in three-dimensional simulations, *Physical Review E*. **85**, 016407 (2012).
25. Y. Lu, et al., Effect of laser polarization on the electron dynamics and photon emission in nearcritical-density plasmas, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62**, 035002 (9pp) (2020).
26. L.L. Ji, et al., Energy partition, γ -ray emission, and radiation reaction in the near-quantum electrodynamic regime of laser-plasma interaction, *Physics of Plasmas*. **21**, 023109 (2014).
27. T.D. Arber, et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modeling, *Plasma Phys. Control. Fusion*. **57**, 113001 (26pp) (2015).
28. D. Kuk, Experimental studies of laser driven proton acceleration from ultrashort and highly intense laser pulse interaction with overdense plasma, (Dissertation, The university of Texas at Austin, 2014).
29. T.V. Liseikina, A. Macchi, features of ion acceleration by circularly polarized laser pulses, *Applied Physics Letters*. **91**, 171502 (2007).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.

استناد به این مقاله

مسعود پیشدست، جمال الدین یزدان پناه، سید ابوالفضل قاسمی (۱۴۰۰)، تأثیر قطبش لیزر بر به دام اندازی واکنش تابش الکترون‌ها در برهم‌کنش لیزر فوق پرتوان با پلاسمای کم‌چگال، ۹۸، ۷۲-۷۹

DOI: 10.24200/nst.2021.1313
 Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1313.html